

入射能量为 5.1MeV 中子 $^{58}\text{Ni}(n, \alpha)^{55}\text{Fe}$ 反应截面和出射粒子角分布测量*

唐国有 白新华 施兆民 陈金象

(北京大学重离子物理研究所 北京 100871)

Yu. M. Gledenov G. Khuuhenuu

(Joint Institute for Nuclear Research Dubna 141980, Russia)

1994-03-25 收稿

摘 要

用屏栅电离室测量了入射中子能量为 5.1MeV 的 $^{58}\text{Ni}(n, \alpha)^{55}\text{Fe}$ 核反应的 α 粒子角分布, ^{238}U 裂变电离室作中子注量率的测量, 测得该能点 $^{58}\text{Ni}(n, \alpha)^{55}\text{Fe}$ 的总截面为 $(47.4 \pm 5.0)\text{mb}$. 用中国核数据中心推荐的理论计算程序 UNF 计算了在 1—8MeV 能区 $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$, $^{58}\text{Ni}(n, \alpha)^{55}\text{Fe}$ 的反应截面和入射中子能量为 5.1MeV 的 $^{58}\text{Ni}(n, \alpha)$ 反应角分布. 理论和测量数据的比较说明, 用复合核模型来描写该能点的角分布是可行的.

关键词 屏栅电离室, (n, α) 反应, 反应截面, 角分布.

1 引 言

测量 (n, α) 反应的双微分截面, 不仅为深入研究核反应机制提供新的信息, 而且近年来由于快堆和聚变堆发展的需要, 一些元素的 (n, α) 反应截面和角分布的数据 (例如 Ni, Fe, Cr, Cu, Ca...) 又是估计快堆和聚变堆结构材料辐射损伤的重要数据, 九十年代以前, 测量 (n, α) , (n, p) 反应的主要方法是“望远镜法”(小立体角法), 该法的主要缺点是探测效率低, 因此除在 14.0MeV 附近中子能区有一些测量数据外, 其余能区几乎全是空白. 近年来, 欧洲联合核研究中心 Geel 所由 H. H. Knitter 等人^[1] 发展了一种屏栅电离室, 它的主要优点是: 对出射粒子的探测效率高(可近于 2π 立体角), 改变电离室的工作气压和极间电压的参数可达到甄别粒子的目的. 配合多参数数据获取系统, 在一次测量中可同时获取 0° — 180° 范围内角分布和能谱的数据. 九十年代初, 我们和俄国的 Dubna 联合核研究所以及清华大学在我们实验室联合开展了这方面的研究^[2]. 日本的 N.Ito 等人也开展了这方面的研究^[3].

Ni 是聚变堆的重要结构材料, $\text{Ni}(n, \alpha)$ 的反应截面和双微分截面又是估算裂变堆材料辐射损伤的重要数据, 且可对核反应机制的研究提供重要信息.

* 本工作是在中国核工业总公司的资助下完成的.

2 屏栅电离室工作原理

在理想的情况下,当待测粒子的能量全部消耗在阴极和栅极之间;栅极对阳极的屏蔽完全;忽略栅极对电子的俘获时,从阳极发射的反应产物的出射方向与阴极法向之间的夹角 θ 满足以下的关系^[1]:

$$\cos\theta = (1 - V_c/V_a \cdot G_a) \cdot D/X_b \quad (1)$$

式中: V_c, V_a 分别为阴极和阳极输出的脉冲幅度, G_a 为阳极和阴极讯号的放大倍数比, D 为栅极到阴极的距离。

X_b 为由阴极发出的带电粒子在电离室气体中电离径迹的重心位置,它由待测的荷电粒子在该气体中的 dE/dX 可直接计算求得。

实际的情况是:在一般情况下,合理的电离室设计可使栅极对电子的俘获忽略,但栅极对阳极的屏蔽总是不完全的,这种效应用非屏蔽因子 σ 表示,这时:阳极的电压应作修正(详见文献[4])。

以上就是利用屏栅电离室测量 (n,p) , (n,α) 反应出射粒子角分布和双微分截面的基本原理。从中我们可以看出该法测量 (n,p) , (n,α) 反应角分布的最大优点是:探测效率高——一次测量中可同时获取不同角度的出射粒子数和能谱的信息。

3 测量条件

3.1 电离室

我们采用的屏栅电离室由俄国的 Dubna 联合核子研究所提供,其结构如文献[2]。

测量 $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)^{55}\text{Fe}$ 时,为了保证能全部阻止住 8MeV 以下的 α 粒子,电离室充 2.2 atm 98.3% Kr + 1.7% CO_2 。阴极和栅极之间的距离为 5cm。选择 Kr 作为工作气体的目的在于减少由于工作气体中的 (n,α) 反应在 4—8MeV 的本底。

我们用 Pu- α 源测量了 α 粒子能量分辨和脉冲高度与 $(V_a - V_g)/(V_g - V_c)$ 的关系,定出电离室的最佳工作条件:阴极电压 $V_c = -3800\text{V}$,栅极电压 $V_g = -1700\text{V}$,阳极电压 $V_a = 0\text{V}$ 。

3.2 靶

测量中我们采用的是纯度大于 99.99% 的金属 ^{58}Ni 箔,靶的有效直径为 $\phi = 4.0 \pm 0.1\text{cm}$,厚度为 $1.05\text{mg}/\text{cm}^2$,这样的靶厚既能保证具有相当的产额,又保证了出射角在 $\pm 70^\circ$ 之间的反应产额能全部被探测到,以减少大角区粒子损失和能谱修正。

3.3 中子注入量的测量

我们采用 ^{235}U 裂变电离室测量中子注入量,其中 ^{235}U 裂变电离室中 ^{235}U 的丰度为 99.97%,总的含量经过国际比对,为 $547.2(1 \pm 1.3\%) \mu\text{g}$,阳极和阴极之间的距离为 7mm,整个电离室均用 0.18mm 的铜壳,采用流气式工作方式,工作气体为 95% Ar + 5% CO_2 。

测量时裂变电离室放在屏栅电离室前,并保证待测样品 ^{58}Ni 与裂变电离室中 ^{235}U 的样品对中子源具有相同的张角(8.2°)。

4 数据获取

由阴极和阳极出来的讯号经过前级放大和主放大并经过线性门分别送入双参数数据获取系统,采用线性门是为了配合双参数数据获取系统的时间特性要求,同时也便于分别调整阳极和阴极线性路的甄别阈,保证尽量减少低能本底脉冲,从而降低系统的死时间影响。

测量是在北京大学重离子研究所的 4.5MV 静电加速器上进行的,中子由 $D(d, n)^3\text{He}$ 反应产生,入射 D 束能量为 $E_d = 2.0\text{MeV}$,打在氘靶上,产生 $5.1 \pm 0.2\text{MeV}$ 的中子。我们分别进行了前向($0^\circ-90^\circ$)和后向($90^\circ-180^\circ$)本底、事件加本底共四轮测量。在中子注入量约为 10^8 的情况下,有效的运行时间为 60h。

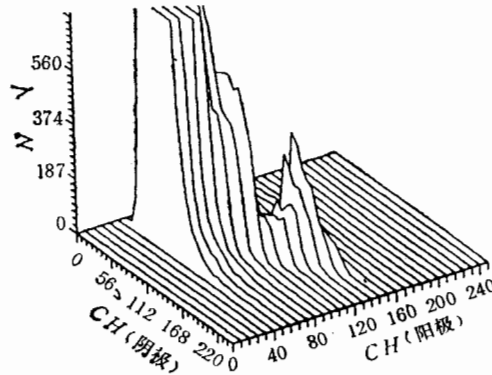


图 1 后向($115^\circ-180^\circ$)阳极和阴极(事件加本底)讯号脉冲幅度的双维谱

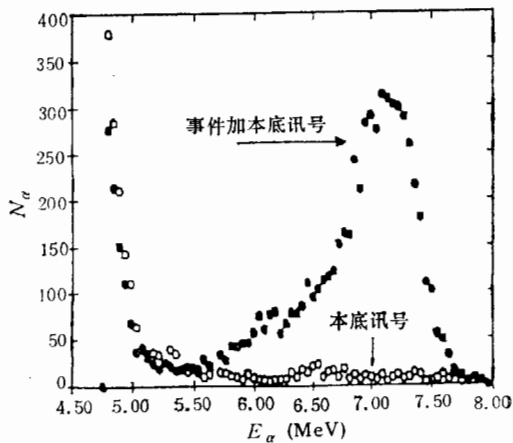


图 2(a) 前向($0^\circ-75^\circ$)阳极讯号谱

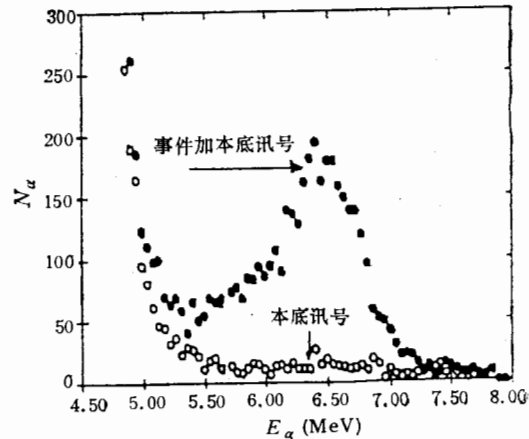


图 2(b) 后向($115^\circ-180^\circ$)阳极讯号谱

图 1 是后向事件加本底的阳极和阴极讯号的双维谱。图 2(a)、2(b) 分别是前向和后向的阳极讯号测量谱。

5 数据处理及结果

$X_b(E_\alpha)$ 是影响角分布形状的重要参数 (E_α 为 α 粒子在气体中消耗的能量)。目前直接测量 $X_b(E_\alpha)$ 的数据很少,特别是对一些特殊气体,没有实验数据,所以一般是由 $X_b(E_\alpha)$ 的定义和 α 粒子在工作气体中 dE/dX 与 E_α 的函数关系计算求得。关于 dE_α/dX ,我们是由国际上通用的计算程序 (Trim 程序) 计算求出,由 Trim 程序和我们所选择的工作气体及充气压力计算求得了一条 $X_b(E_\alpha)$ 曲线。

根据我们所采用的 Pu- α 源,有两个 α 粒子的能量: $E_{\alpha 1} = 5.49\text{MeV}$, $E_{\alpha 2} = 5.17\text{MeV}$ 。在相同的测量条件下,我们可以定出两能量的 $X_b(E_\alpha)$ 数值。测量的原理如下。

阴极脉冲幅度满足下列关系:

$$V_c = ne \cdot G_a (1 - X_b/D \cdot \cos\theta). \quad (2)$$

由于 α 粒子为各向同性分布,测出的阴极谱在理想情况下为矩形谱,

当 $\cos\theta = 0$ ($\theta = 90^\circ$),从(2)式得到:

$$V_{c0} = ne \cdot G_a$$

当 $\cos\theta = 1$ ($\theta = 0^\circ$),从(2)式求得:

$$V_{c1} = ne \cdot G_a (1 - X_b/D)$$

$$(V_{c0} - V_{c1}) = X_b/D \cdot ne \cdot G_a$$

$$(V_{c0} - V_{c1})/V_{c0} = X_b/D$$

这样从阴极谱上定出 V_{c0}, V_{c1} 后,就可从实验上定出 $E_{\alpha 1}, E_{\alpha 2}$ 两能量的 X_b/D 值。理论计算和实验测量的 X_b 基本一致,因此在角分布数据处理时,我们用计算的 X_b 作为输入数据。

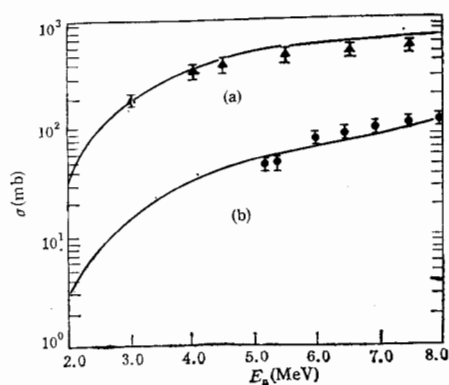


图3 (a) $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$, (b) $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)^{58}\text{Fe}$ 反应截面的理论计算值和测量值的比较
理论计算——; $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ 测量值 \square ;
 $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)^{58}\text{Fe}$ 测量值 \times 。

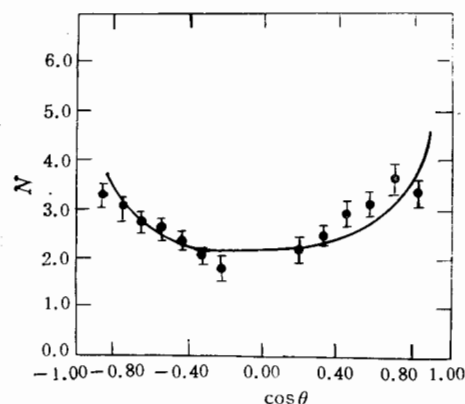


图4 入射中子能量 $E_n = 5.1\text{MeV}$ 时, $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)^{58}\text{Fe}$ 反应角分布测量值和理论计算值的比较
理论计算值——;
本工作的测量值 \square, \times 。

我们发现,当 X_b 的数据改变 $\pm 5\%$ 时,角分布的形状变化不大,对 $\cos\theta$ 绝对值的影响约为 5% 。所得角分布数据见图4(图4中 N 表示相对计数)。

对于绝对截面测量, 样品 ^{58}Ni 上中子注入量的测量是误差的主要来源, 我们所利用的 ^{238}U 裂变电离室, 本身对中子注入量的精度可高达 2% 以内, 但由于对中子源作点源近似, 由于 ^{238}U 样品, ^{58}Ni 样品与中子源的距离测量的不确定性而对确定入射在靶上的中子注入量的判定带来的误差估计可达 3%。由于入射中子束在屏栅电离室结构材料上的衰减, 散射引起 ^{58}Ni 样品上中子注入量的修正可达 1%—2%, 进行这样的修正是比较复杂的, 因此仅作为中子注入量误差予以考虑。

在计算绝对截面时, 还必须考虑到 $\pm 75^\circ$ 之外 α 粒子的丢失, 这部分的校正是利用所测角分布的曲线外推求得的, 由此引起的截面误差估计为 6.5%。

综上所述几个主要误差来源, 我们所给出的 5.1MeV 中子能点的 $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)^{55}\text{Fe}$ 反应截面误差约为 10% 左右, 所得截面为

$$\sigma_{np} = (47.4 \pm 5.0) \text{mb}$$

该数据与 S. M. Quaim^[5] 用活化法测得的数据基本一致。

6 用中国核数据中心的 UNF 程序分析测量结果

我们所用的 UNF 程序是由中国核数据中心的张竟上教授编制的。程序以“半经典的多步复合核过程”作为理论计算模型的基础。计算过程中, 我们首先用“中国核数据第二版 (CENDL-2), 天然镍”的中子光学模型参数, 计算了 1—8MeV 入射中子能区的 $^{58}\text{Ni}(n,p)$, $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)$ 反应截面, 计算值与活化法^[5]测量数据基本符合(见图 3)。然后用相同的参数, 我们计算了在 5.1MeV 能点, $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)$ 的双微分截面, 从所得的总角分布(见图 4)可以看出, 测量数据与理论计算基本一致。说明用目前的 Hauser-Feshbach 理论来描写 8MeV 以下的 (n,α) 反应激发函数和角分布数据是可行的。

我们衷心感谢中国核数据中心张竟上教授对理论计算的指导, 感谢北京大学重离子研究所 4.5MeV 静电加速器组的王建勇, 张英侠, 全胜文同志的热情配合。感谢清华大学陈迎堂, 陈泽民教授在测量过程中的配合。

参 考 文 献

- [1] Kintter. H. H., Budtz Jprgensen. C., Smith. D. L., *Nucl. Sci. Eng.*, **83**(1983)229.
- [2] Tang Guoyou, Qu. Du. Dechen, *C. J. Nucl. Phys.*, **15**(1993)239.
- [3] N. Ito, M. Baba, F. Huang, Rep. INDC(JPN)-157/L(1992).
- [4] O. Buneman, T. E. Cranshaw, *Can. Jow. Res.*, **27**(1949)191.
- [5] S. M. Quaim, *Nucl. Sci. Eng.*, **88**(1984)143.

**Measurement of Angular Distribution and Cross Section
For $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)^{55}\text{Fe}$ Reaction at 5.1 MeV**

Tang Guoyou Bai Xinhua Shi Zhaomin Chen Jinxiang
(*Institute of Heavy Ion Physics, Peking University, Beijing, 100871*)

Yu. M. Gledenov G. Khuuhenuu
(*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 141980, Russia*)
Received 25 March 1994

Abstract

The measurement of $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)^{55}\text{Fe}$ angular distribution using a gridded-ionization chamber at incident energy 5.1 MeV was carried out. Using fission chamber of ^{238}U to determine neutron fluency, 47.4 ± 5.0 mb of cross section was obtained for $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)^{55}\text{Fe}$. Comparison between experiment and theoretical calculation supports that angular distribution of $^{58}\text{Ni}(n,\alpha)^{55}\text{Fe}$ at neutron energy of 5.1 MeV can be described by the model of compound nucleus.

Key words gridded-ionization chamber, (n,α) reaction, cross section, angular distribution.